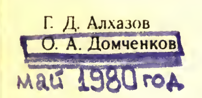


АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б. П. Константинова

Г. Д. Алхазов

О. А. Домченков



№ 575

май 1980

УПРУГОЕ ЭЛЕКТРОН- И ПРОТОН-ЯДЕРНОЕ РАССЕЯНИЕ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА И МАТЕРИИ В НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ p-ОБОЛОЧКИ

Ленинград

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Б.П.КОНСТАНТИНОВА

575

Г.Д.Алхазов, О.А.Домченков

УПРУГОЕ ЭЛЕКТРОН- И ПРОТОН-ЯДЕРНОЕ РАССЕЯНИЕ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА И МАТЕРИИ В НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ p-ОБОЛОЧКИ

Ленинград
1980

G.D.Alkhazov, O.A.Domchenkov

ELASTIC ELECTRON- AND PROTON-NUCLEUS SCATTERING AND NUCLEAR CHARGE AND MATTER DISTRIBUTION IN NON-SPHERICAL p-SHELL NUCLEI

Abstract

An analysis of the elastic scattering of electrons and protons from nuclei may furnish an information on nuclear density. One of the main uncertainties of the analysis is connected with the choice of the nuclear density parametrization. This work shows the possibility of a substantial reduction of this uncertainty due to joint analisis of both the electron and proton scattering data as well as using spectroscopic data on charge quadrupole moments. The analisis of the proton scattering (E_p=1 GeV) is performed in the frames of Glauber theory using one-step inelastic approximation. The electron scattering (E_e=(200-700) MeV) is analized in the first Born approximation. As a result the parameters of the charge and matter distributions and, in particular, root-mean square radii and quadrupole moments, have been determined in ^{6}Li, ^{9}Be, ^{11}B, and ^{14}N nuclei.

УДК 539. I7

А н н о т а ц и я

Анализ упругого рассеяния электронов и протонов на несферических ядрах позволяет получить информацию о ядерной плотности. Один из основных источников неопределённостей при этом связан с неоднозначностью параметризации компонентов плотности. В работе показана возможность существенного уменьшения этих неопределённостей за счёт комплексного подхода к задаче, включающего в себя совместный анализ данных по упругому рассеянию протонов и электронов с привлечением спектроскопических данных по измерению зарядового квадрупольного момента. Анализ протонного рассеяния (E_p= I ГэВ) проведён в рамках теории Глаубера с использованием приближения одного неупругого перехода. Электронные данные (E_e= (200÷700) МэВ) анализировались в первом борновском приближении. В результате анализа определены параметры распределения заряда и материи в ядрах ^6Li, ^{9}Be, ^{II}B, ^{I4}N и, в частности, среднеквадратичные радиусы и квадрупольные моменты.

ВВЕДЕНИЕ

В работах /I÷3/ мы сообщали об измерении дифференциального сечения упругого рассеяния протонов с энергией I ГэВ на ядрах ^{9}Be и ^{II}B и об обнаруженном эффекте заполнения дифракционных минимумов. Там же было дано объяснение эффекта, связанного с наличием нескольких каналов рассеяния, соответствующих переходам между состояниями с различными проекциями спина ядра. Такая ситуация является характерной для рассеяния на ядрах со спином $I \geqslant I$.

Использование теории Глаубера и приближения одного неупругого перехода /4/ позволило получить определённую информацию о плотности несферических ядер ^{9}Be и ^{II}B. Была показана большая неоднозначность определения плотности, связанная о неоднозначностью параметризации её несферического компонента. В частности, значения квадрупольного момента в различных вариантах обработки отличались в I,5÷3 раза. Анализ электронного рассеяния показал,

что при определении зарядовой плотности несферических ядер встречаются аналогичные трудности.

В работе [3] указывалось на полезность совместного анализа протонного и электронного рассеяния, позволяющего получить более точные характеристики ядерной плотности. Было установлено, что при использовании одинаковой параметризации плотности в анализе e- и p-рассеяния относительные характеристики плотности, такие, как отношение квадрупольных моментов материи и заряда ($Q_{мат.}/Q_{зар.}$), определяются значительно лучше, чем абсолютные. В то время, как сами значения $Q_{мат.}$ и $Q_{зар.}$ могут изменяться в зависимости от способа обработки в I,5÷3 раза, отношение $Q_{мат.}/Q_{зар.}$ меняется в пределах (I0÷20)%. Такая точность представляется уже разумной, однако неопределённость самой плотности, как зарядовой, так и материи, опять же остаётся большой. Ввиду этого мы считаем целесообразным расширить экспериментальную информацию, используемую для нахождения плотности, т.е. привлечь дополнительную информацию о плотности несферических ядер. Такую информацию мы имеем из широко известных спектроскопических экспериментов по измерению зарядового квадрупольного момента. Точность его определения для ядер p-оболочки составляет величину порядка (I0÷20)% [5].

Таким образом, здесь предлагается и в настоящей работе проводится комплексный метод изучения плотности несферических ядер. Этот метод включает в себя одновременный анализ данных по рассеянию протонов и электронов с привлечением спектроскопических данных по измерению зарядового квадрупольного момента. Кратко, суть его в следующем. При анализе электронных данных число параметров зарядовой плотности уменьшается за счёт использования спектроскопического значения $Q_{зар.}$ и вследствие этого получается дополнительная и более надёжная информация о зарядовой плотности. Затем, при анализе протонных данных некоторые параметры, характеризующие ядерную плотность (материи), полагаются равными параметрам зарядовой плотности и, тем самым, уменьшается свобода варьирования плотности материи, что приводит к большей однозначности её определения.

В данной работе особое внимание уделяется следующему вопросу, который является специфическим для ядер p-оболочки и не

стоит для более тяжёлых. Дело в том, что эффект заполнения дифракционных минимумов имеет место не только для таких ядер, как ^{9}Be и ^{11}B ($\bar{I}$ = 3/2), где он связан с квадрупольной деформацией, но и является характерным для рассеяния на легчайших ядрах ^{3}He и ^{4}He /6/. Эти ядра являются сферически симметричными ($\bar{I}$ =0,1/2), и заполнение минимумов в этом случае может быть объяснено наличием q -зависимости отношения реальной и мнимой частей нуклон-нуклонной амплитуды. Эффект q -зависимости становится несущественным для ядер более тяжёлых, чем кислород ^{16}O /6/. Однако для ядер p-оболочки стоит задача об отделении эффекта q -зависимости от квадрупольного эффекта. В чистом виде эффект q -зависимости проще всего изучать на сферических ядрах, для которых квадрупольный эффект отсутствует. Поэтому в данной работе, которая посвящена несферическим ядрам, мы будем использовать результаты измерений и на сферических ядрах.

Таким образом, в настоящей работе на основе экспериментальных данных по измерению дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядрах p-оболочки, опубликованных в работах /7,8/, исследуется плотность несферических ядер ^{6}Li, ^{9}Be, ^{11}B и ^{14}N. При этом в качестве "опорных" и контрольных используются данные по рассеянию протонов на сферических ядрах ^{4}He, ^{12}C и ^{16}O.

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ НА ЯДРАХ ^{6}Li, ^{9}Be, ^{11}B, ^{14}N

Как известно /9/, электрический формфактор для ядер со спином $\bar{I}$ = 3/2 и $\bar{I}$ = 1 равен

$$|F_{зар.}(q)|^2 = |F_0(q)|^2 + |F_2(q)|^2 . \qquad (1)$$

Центральный (F_0) и нецентральный (F_2) члены формфактора соответствуют сферической ($\tilde{\rho}_0$) и несферической ($\tilde{\rho}_2$) частям зарядовой плотности, которая в состоянии с максимальной проекцией спина ($M = \bar{I}$) имеет вид*):

---

*) Знак $\sim$ (тильда) над плотностью $\rho(\vec{r})$ означает то, что речь идёт о зарядовой плотности, а не о плотности "центров" протонов. Последняя не учитывает конечный размер протонов.

$$\tilde{\rho}(\vec{r}) = \tilde{\rho}_0(r) + \tilde{\rho}_2(r)\, Y_{20}\left(\frac{\vec{r}}{r}\right) . \qquad (2)$$

Связь членов формфактора с компонентами плотности выражается формулами:

$$F_0(q) = 4\pi \int_0^\infty j_0(qr)\, \tilde{\rho}_0(r)\, r^2\, dr \quad ,$$

$$F_2(q) = \left(\frac{4\pi}{P_I}\right)^{1/2} \int_0^\infty j_2(qr)\, \tilde{\rho}_2(r)\, r^2\, dr \, , \qquad (3)$$

где

$$P_I = I(2I-1)\,/\,(I+1)(2I+3) \quad .$$

Таким образом, имея экспериментальные значения зарядового формфактора и выбрав конкретную параметризацию компонентов плотности, мы можем ставить задачу о нахождении параметров плотности, которые наилучшим образом (в смысле χ^2) соответствуют экспериментальным данным.

Как было показано в работах /2,3/, наибольшие неопределённости при нахождении плотности возникают в связи с неоднозначностью параметризации несферического компонента $\tilde{\rho}_2(r)$. В соответствии с этим при анализе электронного рассеяния в настоящей работе рассматривался один вариант параметризации сферического компонента:

$$\tilde{\rho}_0(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} = \rho_0\, \tilde{\rho}_0'(r\,|\,R, a) \quad , \qquad (4).$$

нормированного условием

$$4\pi \int_0^\infty \tilde{\rho}_0(r)\, r^2\, dr = 1 \quad , \qquad (5)$$

и три варианта параметризации несферического компонента[ж]):

$$\tilde{\rho}_2(r) = \begin{cases} \delta \cdot \rho_p(r|a_2) = \delta \cdot \frac{2}{3} \frac{r^2}{a_2^5 \pi^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{a_2^2}} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} & (6.1) \\ \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r} (r \mid R_2, a_2) & (6.2) \\ \delta \cdot r \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r} (r \mid R_2, a_2) . & (6.3) \end{cases}$$

Варьируемыми параметрами являлись: для сферической части - R и a, при этом константа ρ_0 находилась из условия нормировки (5); для несферической части - параметры R_2 и a_2. Константа δ определялась из условия нормировки $\tilde{\rho}_2(r)$ так, чтобы зарядовый квадрупольный момент

$$Q_{зар.} = Z \cdot Q_1 = Z \cdot 2 \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \int_0^\infty r^4 \tilde{\rho}_2(r)\, dr \qquad (7)$$

был равен значению, полученному спектроскопическими методами. В тех случаях, когда квадрупольный эффект был достаточно велик, экспериментальные данные позволяли определить до двух независимых параметров несферического компонента (R_2, a_2). Там же, где эффект был мал, оказывалось возможным определить один свободный параметр $\tilde{\rho}_2(r)$. В таких случаях в формулах (6.2) и (6.3) полагалось $a_2 = a$, и независимым параметром являлся только параметр R_2.

ж) Первый вариант соответствует осцилляторной (оболочечной) модели ядра, третий - модели деформированного ядра, второй является промежуточным между ними.

^{6}Li

Данные по упругому рассеянию электронов на ^{6}Li опубликованы в работах /I0+I2/. Только в работе /II/ диапазон переданных импульсов ($q^2 \leq 14$ ф^2) достаточен для наблюдения области первого дифракционного минимума и последующего максимума (рис.I). На рисунке отсутствуют экспериментальные данные в области минимума ($q^2 \approx 8$ ф^2), поскольку, как утверждают авторы, сечение здесь настолько мало, что его невозможно выделить на фоне ошибок. Малость сечения в минимуме, очевидно, связана со слабой деформацией зарядовой плотности. Действительно, значение зарядового квадрупольного момента ядра ^{6}Li, полученное спектроскопическими методами, чрезвычайно мало: $Q_{зар.} \approx 0,1$ ф^2 /I3+I5/.

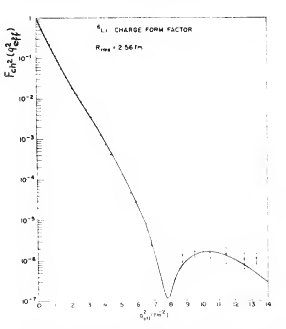


Рис.I ...рядовый формфактор ядра ^{6}Li /II/.

Поскольку в электронном рассеянии квадрупольный эффект (эффект заполнения минимума) пренебрежимо мал, то задачу об извлечении параметров несферической части плотности с разумной точностью решить невозможно. Интересно, что в протонном рассеянии дифракционный минимум практически отсутствует /8/. Однако, как мы увидим ниже, это легко объясняется как q -зависимостью $\frac{Re\, f_{NN}}{Im\, f_{NN}}(q)$, так и необычайной рыхлостью ядра ^6Li ж).

^9Be

Из экспериментальных данных по рассеянию электронов на этом ядре /9,16,17/ мы выбрали для анализа наиболее подробные и охватывающие максимальный диапазон переданных импульсов ($q^2_{max} = 9\text{ф}^2$) данные работы /17/. Значение зарядового квадурпольного момента полагалось $Q_{зар.} = 5{,}5\ \text{ф}^2$, что соответствует результатам работы /18/ и не противоречит данным работ /19,20/. В таблицах I и 2 и на рисунках 2,3,4 представлены результаты обработки электрического формфактора по методу наименьших квадратов жж).

ж) Действительно, среднеквадратичный радиус ядра ^6Li примерно такой же, как и у ^{12}C ($\langle r^2\rangle^{1/2}_{Li^6} = 2{,}50$ ф, $\langle r^2\rangle^{1/2}_{C^{12}} = 2{,}45$ ф), в то время, как по количеству нуклонов эти ядра отличаются в два раза.

жж) Во всех таблицах длина имеет размерность $[l] = 1$ ферми. Размерность всех остальных величин очевидным образом определяется формулами (2), (4)+(7).

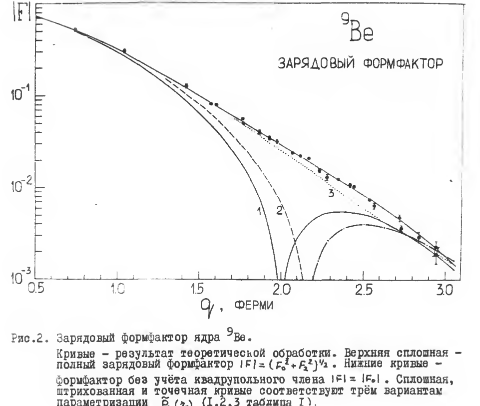


Рис.2. Зарядовый формфактор ядра ^{9}Be.

Кривые – результат теоретической обработки. Верхняя сплошная – полный зарядовый формфактор $|F| = (F_0^2 + F_2^2)^{1/2}$. Нижние кривые – формфактор без учёта квадрупольного члена $|F| = |F_0|$. Сплошная, штрихованная и точечная кривые соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (I,2,3 таблица I).

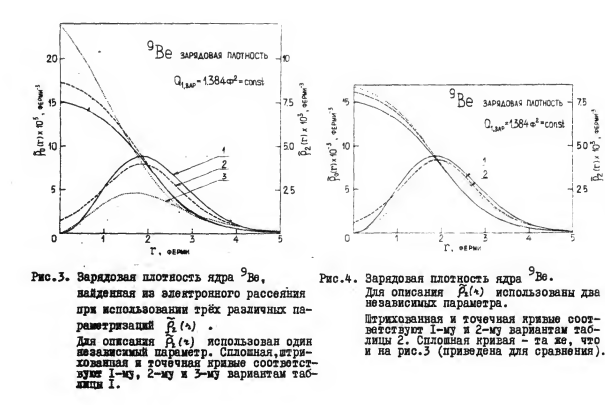


Рис.3. Зарядовая плотность ядра ^{9}Be, найденная из электронного рассеяния при использовании трёх различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$.

Для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ использован один независимый параметр. Сплошная, штрихованная и точечная кривые соответствуют I-му, 2-му и 3-му вариантам таблицы I.

Рис.4. Зарядовая плотность ядра ^{9}Be.

Для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ использованы два независимых параметра.

Штрихованная и точечная кривые соответствуют I-му и 2-му вариантам таблицы 2. Сплошная кривая - та же, что и на рис.3 (приведена для сравнения).

Таблица I

Параметры зарядовой плотности ядра ^{9}Be, полученные из анализа электрического формфактора с использованием одного свободного параметра для описания $\tilde{\rho}_2(r)$

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			$\chi^2/N_{точ.}$
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2\ (R_2)$	δ	Q_1	
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r\mid a_2)$	I.97(2)	.62(I)	.0I57	2.75	I.86(I)	.40	I.384	2.3
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a)$	I.82(I0)	.62(3)	.0I82	2.70	I.85(7)	.0099	I.384	2.4
3. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a)$	I.I6(I2)	.74(2)	.0288	2.84	.98(I2)	.005I	I.384	3.3

Таблица 2

Параметры зарядовой плотности ядра ^{9}Be, полученные из анализа электрического формфактора с использов..ием двух свободных параметров для описания $\tilde{\rho}_2(r)$

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$				$\chi^2/N_{точ.}$
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	R_2	a_2	δ	Q_1	
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a_2)$	I.90(8)	.62(2)	.0I69	2.7I	I.92(6)	.59(2)	.0099	I.384	I.7
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a_2)$	I.86(5)	.62(2)	.0I76	2.7I	I.54(6)	.56(I)	.0055	I.384	I.6

Из таблиц и рисунков видно, что, за исключением третьего варианта в таблице I, все результаты обработки находятся в неплохом согласии друг с другом. Третий вариант, по-видимому, не следует принимать во внимание, тем более, что и качество описания формфактора в этом случае заметно хуже, чем в остальных (см. графу $\chi^2/N_{изм}$) *).

Поскольку зарядовый квадрупольный момент известен с точностью ~ I0%, то представляется необходимым оценить, насколько могут измениться параметры зарядовой плотности, извлекаемые из электронного рассеяния, если изменить значения $Q_{зар.}$ на величину ~ I0%. Ответ на этот вопрос содержится в таблице 3.

Сравнивая таблицы I, 2 и 3, видим, что при изменении $Q_{зар.}$ на I0% параметры зарядовой плотности меняются, практически, в пределах статистических ошибок.

---

*) При обработке формфактора были включены только статистические ошибки, связанные с набором событий. Как признают сами авторы, учёт этих ошибок недостаточен для проведения строгой процедуры определения параметров по методу χ^2. Однако для качественной оценки такой показатель, как $\chi^2/N_{изм.}$, на наш взгляд, может быть полезен.

Таблица 3

Параметры зарядовой плотности ядра ^{9}Be, полученные из электронных данных с использованием $Q_{зар.}$, на I0% меньше, чем в таблицах I и 2

Вид параметризации/ $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	R_2	a_2	δ	Q_1
$\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_F(r\|a_2)$	I.9I(2)	.63(I)	.0I64	2.75		I.83(I)	.37	I.246
$\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,a_2)$	I.87(7)	.62(I)	.0I75	2.7I	I.9I(5)	.58(2)	.0094	I.246
$\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,a_2)$	I.83(5)	.62(I)	.0I80	2.70	I.55(5)	.54(I)	.0052	I.246

^{11}B

Имеются две работы по электронному рассеянию на этом ядре /9,2I/, согласующиеся между собой. Для анализа мы выбрали более поздние данные работы /2I/, которые отличаются большей тщательностью и большим диапазоном переданных импульсов ($0{,}5 < q^2(\Phi^2) < 8$). Значения зарядового квадрупольного момента, полученные спектроскопическими методами /22÷25/ лежат в пределах $Q_{зар.} = (3{,}6 \div 4{,}1)\ \Phi^2$. В данной работе мы полагаем $Q_{зар.} = 3{,}8\ \Phi^2$.

Результаты обработки электрического формфактора с использованием одного свободного параметра для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ приведены в таблице 4 и на рис.5 и 6. Как и в случае ядра ^9Be, мы видим, что больших расхождений между вариантами обработки не наблюдается. Попытка ввести два свободных параметра для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ приводит к результатам (таблица 5, рис.7), которые резко отличаются от результатов таблицы 4. Такое резкое отличие, на наш взгляд, связано с недопустимостью введения большого числа свободных параметров для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ в тех случаях, когда квадрупольный эффект недостаточно велик, как это имеет место для ^{11}B. Напомним, что влияние несферического компонента плотности на формфактор сказывается, в основном, только в сравнительно небольшой области дифракционного минимума и при слабом эффекте маловероятно получение правдоподобной информации более чем об одном параметре $\tilde{\rho}_2(r)$, тем более, что и для сферических ядер надёжную информацию получают, как правило, только о двух параметрах *).

---

*) Обычно, такими параметрами являются радиус половинной плотности и диффузность ядра.

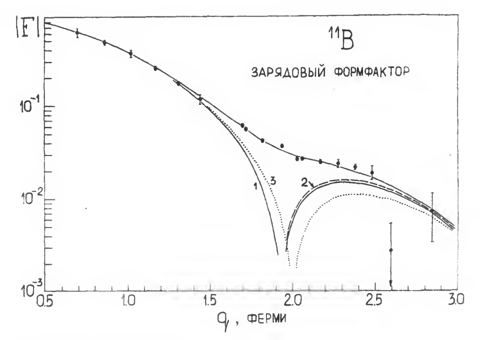


Рис.5. Зарядовый формфактор ядра ^{11}B.
Расчётные кривые аналогичны кривым на рис.2. Три нижние кривые соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (таблица 4).

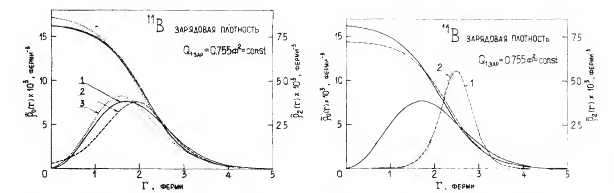


Рис.6. Зарядовая плотность ядра ^{11}B, найденная для электронного рассеяния при использовании трёх различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$.

Для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ использован один независимый параметр. Три варианта соответствуют трём вариантам таблицы 4.

Рис.7. Варианты обработки зарядового формфактора ядра ^{11}B, в которых для описания $\tilde{\rho}_2(r)$ использованы два независимых параметра.

Штрихованная и точечная кривые соответствуют I-му и 2-му вариантам таблицы 5. Сплошные кривые - те же, что и на рис.6 (приведены для сравнения).

Таблица 4

Параметры зарядовой плотности ядра ^{11}B, полученные из анализа электрического формфактора с использованием одного свободного параметра для описания $\tilde{\rho}_2(r)$

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$			Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$				χ^2/N_{mor}
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2(R_2)$	δ	Q_1	
1. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_p(r\mid a_2)$	2.12(2)	.49(1)	.0164	2.45	1.69(1)	.26	.755	1.7
2. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2, a)$	2.13(3)	.48(1)	.0165	2.43	1.91(5)	.0073	.755	2.1
3. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2, a)$	2.02(5)	.52(2)	.0175	2.49	1.21(15)	.0062	.755	1.6

Таблица 5

Параметры зарядовой плотности ядра ^{11}B, полученные из анализа электрического формфактора с использованием двух свободных параметров для описания $\tilde{\rho}_2(r)$

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$			Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$					χ^2/N_{mom}
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	R_2	a_2	δ	Q_1	
1. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2, a_2)$	2.29(2)	.45(1)	.0145	2.43	2.49(3)	.24(2)	.0053	.755	1.1
2. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2, a_2)$	2.29(2)	.45(1)	.0145	2.43	2.43(4)	.23(2)	.0021	.755	1.1

Таблица 6

Сравнение параметров зарядовой плотности ядра ^{11}B, полученных при обработке электрического формфактора с использованием двух, отличающихся на 10%, значений $Q_{зар}$.

Вид параметризации	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$		
$\tilde{\rho}_2(r)$	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	a_2	δ	Q_1
$\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r/a_2)$	2.12(2)	.49(1)	.0164	2.45	1.69(1)	.26	.755
	2.14(2)	.48(1)	.0163	2.44	1.72(1)	.28	.830

В случае же ядра ^{9}Be квадрупольный эффект настолько большой, что удаётся определить два свободных параметра. Далее, имеется ряд теоретических соображений, согласно которым в ядре невозможны слишком резкие осцилляции плотности. На рисунке же 7 мы видим очень острый пик в распределении $\tilde{\rho}_2(r)$. Кроме того, если использовать полученные в таблице 5 параметры зарядовой плотности (R_2 , a_2) для описания протонного рассеяния, согласно намеченной нами схеме (см.ниже), то сколько-нибудь удовлетворительного описания достичь не удаётся. То есть не удаётся достичь согласованного описания протонного и электронного рассеяния совместно со спектроскопическими измерениями $Q_{зар.}$. Всё это даёт основание считать результаты таблицы 5 не соответствующими реальному распределению заряда в ядре ^{11}B.

Таблица 6 показывает изменение параметров плотности при изменении $Q_{зар.}$ на 10%. Видно, что параметры плотности меняются незначительно при изменении $Q_{зар.}$ на величину, характеризующую разброс спектроскопических данных.

^{14}N

По тем же соображениям, что и в случае ^{9}Be и ^{11}B, для анализа электронного рассеяния были выбраны данные работы /9/. Значение $Q_{зар.}$ полагалось равным $Q_{зар.}$ = 1,5 ф^2 /26/. Результаты обработки электрического формфактора представлены на рисунках 8 и 9 и в таблице 7. В таблице же 7 для сравнения приведён вариант обработки с использованием $Q_{зар.}$, значение которого на 10% больше, чем в остальных трёх вариантах. Как и в случае ядер ^{9}Be и ^{11}B наблюдается удовлетворительное согласие различных вариантов обработки.

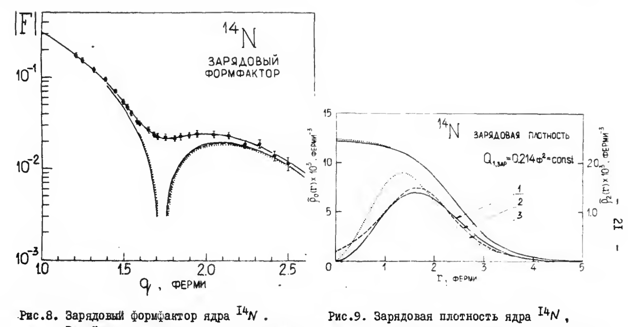


Рис.8. Зарядовый формфактор ядра ^{14}N. Расчётные кривые аналогичны кривым на рис.2. Три нижние кривые соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (таблица 7).

Рис.9. Зарядовая плотность ядра ^{14}N, найденная из электронного рассеяния при использовании трёх различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. Три варианта соответствуют трём вариантам таблицы 7 и рис.8.

Таблица 7

Параметры зарядовой плотности ядра ^{14}N, полученные из анализа электрического формфактора с использованием одного свободного параметра для описания $\tilde{\rho}_2(r)$

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$			Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			
	R	α	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2(R_2)$	δ	Q_2
I. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_p(r\|a_2)$	2.39(I)	.49(I)	.0I23	2.60	I.6I(I)	.083	.2I4
2. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,\alpha)$	2.38(2)	.50(I)	.0I24	2.6I	I.64(8)	.0029	.2I4
3. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,\alpha)$	2.37(2)	.50(I)	.0I25	2.6I	.94(I9)	.003I	.2I4
$\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_p(r\|a_2)$	2.40(I)	.49(I)	.0I23	2.60	I.65(I)	.086	.235

Таким образом, в таблицах I,2,4,7 и на рисунках 3,4,6,9 представлены результаты определения зарядовой плотности несферических ядер p-оболочки, найденные из анализа электрического формфактора с использованием спектроскопических данных по измерению зарядового квадрупольного момента. Но параметры зарядовой плотности ядер p-оболочки определялись и раньше как авторами самих экспериментальных работ, так и в последующих теоретических работах *). Что же нового даёт представленный здесь анализ?

Напомним, в чём состоит традиционный подход определения плотности несферических ядер из данных по e-рассеянию. Обычно дело сводится к определению параметров плотности, параметризация которой подсказывается ядерными моделями. Но в заданной модели все параметры взаимосвязаны. Например, в осцилляторной модели плотность задаётся только одним осцилляторным параметром.
На практике, требования, накладываемые выбором определённой модели, оказываются слишком "жёсткими" для описания реального распределения заряда. Поэтому при анализе электрического формфактора обычно отходят от жёсткой модели благодаря тому, что, например, один из параметров несферического компонента (параметр δ) рассматривают как свободный, а связь между остальными параметрами используют для уменьшения их числа. Так, в случае использования осцилляторной плотности (6.I) параметр α_2 находят из среднеквадратичного радиуса, который, в свою очередь, задаётся параметрами сферической части плотности. При этом параметр δ , характеризующий деформацию ядра, варьируется совместно с параметрами $\widetilde{\rho}_0(r)$. Точно так же в модели деформированного ядра несферическая часть плотности однозначно связана со сферической

$$\widetilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \widetilde{\rho}_0}{\partial r} (r \mid R, a) \qquad \text{(ср. с (6.3))}. \qquad (8)$$

Свободным параметром модели, определяющим деформацию ядра, является величина δ .

---

*) Частичный обзор можно найти в работе /2/. Образцом в этом плане может служить работа /9/.

Такой полуэмпирический подход вызван недостаточностью экспериментальной информации для проведения так называемого модельнонезависимого анализа. Привлечение дополнительной информации (спектроскопические измерения) позволяет приблизиться к этому подходу. В данной работе мы не связываем (или стараемся не связывать) параметры несферической и сферической частей плотности, хотя и сохраняем форму их функционального соотношения. При этом параметры a_2 или (R_2, a_2) становятся свободными, а величина δ находится из требования

$$Q_{зар.} \text{ (из е-рассеяния)} = Q_{зар.} \text{ (из спектроскопических измерений)} ,$$

которое, по существу, играет роль нормировки для $\tilde{\rho}_2(r)$. Таким образом, мы, с одной стороны, увеличиваем свободу варьирования $\tilde{\rho}_2(r)$, а, с другой стороны, ограничиваем эту свободу за счёт спектроскопических измерений.

Покажем разницу этих двух подходов на примере ^{II}B. В таблице 8 и на рис.IOa представлены результаты анализа е-рассеяния в традиционном подходе. Рядом (рис.IOб) приведены результаты обработки,согласно принятой нами схеме (таблица 4). Рис.IO наглядно демонстрирует существенное уменьшение неоднозначности определения зарядовой плотности в том случае, когда мы опираемся на спектроскопические измерения. Кроме того,и качество описания формфактора при этом получается заметно лучше (см. гр. χ^2/N_{exp}), хотя число свободных параметров в обоих случаях одно и то же.

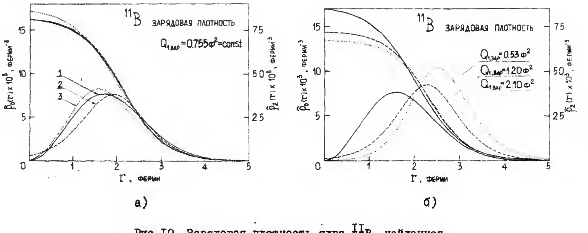


Рис.10. Зарядовая плотность ядра ^{11}B, найденная из анализа зарядового формфактора:
а) согласно традиционной схеме (таблица 8),
б) согласно принятой в данной работе схеме (таблица 4).

Таблица 8

Параметры зарядовой плотности ядра ^{11}B, полученные из анализа электрического формфактора согласно традиционной схеме (не опирающейся на спектроскопические измерения $Q_{зар.}$)

Вид параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$					Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$		$\chi^2/N_{мет}$
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	a_2	δ	Q_1	
I. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_p(r \mid a_2)$	2.05(2)	.5I(I)	.0I73	2.46	I.576	.2I(I)	.53	2.6
2. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0}{\partial r}(r \mid R, a)$	2.28(3)	.45(I)	.0I45	2.44		.53(3)	I.20	2.8
3. $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot r \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}_0}{\partial r}(r \mid R, a)$	2.36(3)	.44(I)	.0I35	2.45		.28(3)	2.I0	6.I

АНАЛИЗ ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ

Метод обработки протонного рассеяния в настоящей работе, по существу, такой же, как и в работе /2/. В его основе лежит теория Глаубера и приближение одного неупругого перехода. Здесь появляются только два новых момента.

Первое отличие связано со способом описания несферического компонента ядерной плотности (материи). В работе /2/ для того, чтобы не вводить много параметров для $\tilde{\rho}_2(r)$, мы опирались на взаимосвязь параметров в определённой модели ядра, то есть шли тем же путём, что и при традиционном анализе e-рассеяния. В частности, используя параметризацию $\tilde{\rho}_2(r)$ в виде (6.2) и (6.3), полагали $R_2 = R$, $a_2 = a$, оставляя независимым только параметр δ (то есть $\tilde{\rho}_2(r)$ параметризовалась так же, как и в таблице 8). В данной работе мы уменьшаем или полностью исключаем взаимосвязь параметров $\tilde{\rho}_0(r)$ и $\tilde{\rho}_2(r)$, благодаря тому, что часть параметров, характеризующих $\tilde{\rho}_2(r)$ (материи), полагались равными соответствующим параметрам зарядовой плотности. Таким образом, используя ту же параметризацию плотности, что и при анализе e-рассеяния (4+6), мы варьировали следующие параметры плотности ядерной материи: а) для сферической части – R и a, б) для несферической – величину δ, при этом R_2 и a_2 брались из предыдущего анализа электрического формфактора и фиксировались.

Второе отличие состоит в том, что в данной работе мы учитываем в первом приближении q-зависимость отношения реальной и мнимой частей нуклон-нуклонной амплитуды. Если раньше нуклон-нуклонная амплитуда параметризовалась нами в виде

$$f_{NN}(\vec{q}) = \frac{ik\sigma}{4\pi}(1-i\varepsilon)\, e^{-\frac{\beta^2 q^2}{2}} \qquad (9)$$

и соответствующая ей нуклон-нуклонная профиль-функция имела вид

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k}\int d^2q\, e^{-i\vec{q}\vec{b}} f_{NN}(q) = \frac{\sigma}{2}(1-i\varepsilon)\cdot\frac{1}{4\pi\beta^2}\, e^{-\frac{b^2}{2\beta^2}} = \frac{\sigma}{2}(1-i\varepsilon)\,\Gamma_0(b), \qquad (10)$$

то теперь мы полагаем

$$f_{NN}(\vec{q}) = \frac{ik\sigma}{4\pi}\left[1 - i\varepsilon(1+cq^2)\right] e^{-\frac{\beta^2 q^2}{2}}. \qquad (11)$$

Формуле (II) соответствует профиль-функция

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{k}{2}\left[(1-i\varepsilon)\Gamma_0(b) + i\varepsilon c\, \nabla_b^2 \Gamma_0(b)\right] \qquad . \qquad (I2)$$

В рамках простейшей теории Глаубера амплитуда упругого протон-ядерного рассеяния на сферических ядрах полностью определяется выражением

$$\Gamma_1(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int d^3r' \, \rho_0(r')\, \Gamma(\vec{r}-\vec{r}') \qquad . \qquad (I3)$$

Здесь $\rho_0(r)$ – плотность "центров" нуклонов, не учитывающая размер самого нуклона, а $\Gamma(\vec{r})$ – трёхмерное обобщение (I0), которое и характеризует область нуклон-нуклонного взаимодействия. Если ввести понятие "размытой" плотности (а только с ней мы и будем в дальнейшем иметь дело), которая связана с плотностью "центров" нуклонов соотношением

$$\tilde{\rho}_0(\vec{r}) = \int d^3r' \, \rho_0(\vec{r}')\, \Gamma(\vec{r}-\vec{r}') \qquad , \qquad (I4)$$

то $\Gamma_1(b)$ будет иметь вид

$$\Gamma_1(b) = \frac{k(1-i\varepsilon)}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} dz\, \tilde{\rho}_0(r) + \frac{k}{2}\, i\varepsilon c \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left(\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \tilde{\rho}_0}{\partial r}\right) \qquad . \qquad (I5)$$

Второй член в формуле (I5) соответствует второму члену в формуле (I2).

Для ядер со спином $\bar{I}$ = I,3/2 сечение протон-ядерного рассеяния определяется, помимо выражения (I3), величиной

$$\Gamma_2(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int \rho_2(r')\, Y_{2;m-m'}\left(\frac{\vec{r}'}{r'}\right) \Gamma(\vec{r}-\vec{r}')\, d^3r' \qquad . \qquad (I6)$$

Здесь $\rho_2(r)$ – несферический комп. энт плотности "центров" и $m-m' = 0, \pm 2$ /2/.

Введя. так же, как и для сферических ядер, "размытую" плотность $\tilde{\rho}_2(r)$ /2/, получаем

$$\Gamma_2(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz\, \frac{k}{2}\left\{(1-i\varepsilon)\tilde{\rho}_2(r) + i\varepsilon c\left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \tilde{\rho}_2}{\partial r} + \frac{6}{r^2}\tilde{\rho}_2(r)\right]\right\} Y_{2;m-m'}\left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \qquad (I7)$$

Соотношения (I5) и (I7) указывают на требования, предъявляемые к поведению плотности и её производных вблизи центра ядра. В частности, $\tilde{\rho}_2(r)$ и её производные так же, как и $\frac{\partial \tilde{\rho}_2}{\partial r}$, должны достаточно быстро стремиться к нулю при $r \to 0$. В противном случае, под интегралом появляются бесконечные выражения. Ни формула (4), ни формулы (6.2),(6.3) не отвечают этому требованию. Однако при вычислении амплитуды протон-ядерного рассеяния выражения (I5) и (I7) входят под интегралы типа $\int e^{i\vec{q}\vec{r}} r^2 dr \ldots$ или $\int e^{i\vec{q}\vec{b}} b\, db \ldots$, которые являются сходящимися, и проблема, таким образом, отпадает.

Физически, такая некритичность к поведению плотности в нуле объясняется, помимо очевидного экранирования внешними нуклонами центральной области, также и малостью "рабочего объёма" вблизи центра ядра. Эта малость и имеет порядок $\sim r^2 dr$. Таким образом, если речь не идёт об очень больших переданных импульсах, то характер поведения плотности вблизи нуля не является существенным для дифференциального сечения pA-рассеяния.

Прежде, чем исследовать квадрупольный эффект на несферических ядрах, выражающийся в заполнении дифракционных минимумов, необходимо отделить его от эффекта заполнения минимумов, связанного с q-зависимостью отношения $\frac{Re\, f_{NN}}{Im\, f_{NN}}(q)$.

В чистом виде эффект q -зависимости проще всего изучать на сферических ядрах, для которых квадрупольный эффект отсутствует. Глубина минимума в дифференциальном сечении на сферических ядрах определяется, в основном, параметрами нуклон-нуклонной амплитуды ε и C. Эти параметры по-разному влияют на степень заполнения, в зависимости от количества нуклонов в ядре. Если изменение ε сказывается на глубине минимумов примерно одинаково для всех ядер p-оболочки, то изменение параметра C приводит к более сильному эффекту для лёгких ядер. Следовательно, меняя ε и C в разумных пределах, то есть в той мере, в какой это не противоречит данным по рассеянию свободных нуклонов, можно попытаться достигнуть хорошего описания сечения для всех сферических ядер p-оболочки с одними и теми же параметрами $f_{NN}(q)$. Действительно, положив ε = -0,25 и C = -0,26, удаётся получить удовлетворительное описание сечения рассеяния на ^{4}He, ^{12}C и ^{16}O,

как это видно из рис.II. Параметры плотности, соответствующие этому рисунку, представлены в таблице 9.

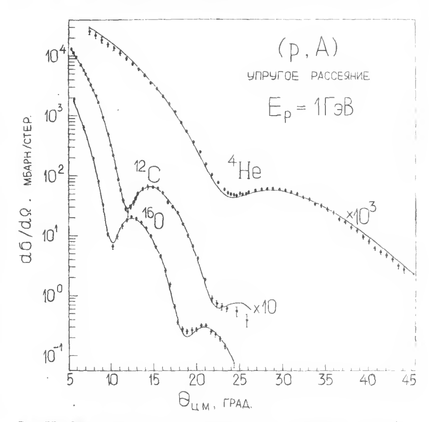


Рис.II. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов с энергией I ГэВ на сферических ядрах ^{4}He, ^{12}C, ^{16}O. Кривые рассчитаны по теории Глаубера с учётом q -зависимости $\frac{Re\, f_{NN}}{Im\, f_{NN}}(q)$ согласно формуле (II). Использованы следующие параметры $f_{NN}(q)$: $\delta = 4,4$ ф^2, $\varepsilon = -0,25$, $c = -0,26$ ф^2.
Параметры плотности приведены в таблице 9.

Таблица 9

Параметры плотности ядерной материи, полученные из анализа упругого рассеяния протонов на сферических ядрах ^4He, ^{12}C, ^{16}O. Учтена зависимость $\frac{Re f_{NN}}{Im f_{NN}}$ от переданного импульса. Использованы следующие параметры f_{NN} : $b = 4,4$ ф^2, $\varepsilon = -0,25$, $c = -0,26$ ф^2. Плотность параметризовалась в виде

$$\tilde{\rho}(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \left[1 + w \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]$$

	R	a	w	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	ρ_0
^4He	1.012(6)	.338(1)	.445	1.770	.0559
^{12}C	2.218(7)	.530(3)	-0.111	2.443	.0165
^{16}O	2.565(8)	.544(4)	-0.051	2.772	.0105

Усреднённое по протон-протонному и протон-нейтронному взаимодействию значение $\varepsilon = -0,25$ соответствует следующим параметрам pp- и pn -амплитуды:

$$\varepsilon_{pp} = -0.05\ , \quad \varepsilon_{pn} = -0.485\ ,$$
$$b_{pp} = 4.04\ ф^2, \quad b_{pn} = 4,75\ ф^2. \qquad (18)$$

При этом величина ε связана с ними соотношением

$$\varepsilon = \frac{Z \cdot b_{pp}\, \varepsilon_{pp} + N\, b_{pn}\, \varepsilon_{pn}}{Z\, b_{pp} + N\, b_{pn}} \ . \qquad (19)$$

Значения параметров нуклонной амплитуды (18) хорошо согласуются со значениями, полученными в прямых протон-нуклонных экспериментах /27/.

В принципе, для того, чтобы правильно описать дифференциальное сечение в минимуме, не обязательно учитывать q -зависимость $\frac{Re f_{NN}}{Im f_{NN}}(q)$ явно. Это можно сделать, например, просто увеличив абсолютное значение параметра ε , что эквивалентно эффективному учёту q -зависимости. В прежних работах так и

делалось. При этом параметр ε обычно брался не из прямых pN-экспериментов, а рассматривался как свободный и варьировался наряду с параметрами плотности. Для не очень лёгких ядер такая процедура была оправдана и тем, что получаемые из анализа сечения значения ε не слишком сильно отличались от значений, полученных в прямых опытах.

Для несферических ядер такой подход, однако, неосуществим из-за того, что невозможно отделить эффект заполнения минимумов, связанный с квадрупольной деформацией ядра, от эффекта заполнения, связанного с q -зависимостью f_{NN}, что математически выражается в 100%-ой корреляции параметра ε (если считать его свободным) с параметрами несферического компонента плотности. Однако в этом случае можно воспользоваться процедурой интерполяции (или экстраполяции), как это сделано, например, в работе /2/. Согласно этой процедуре, вначале описывают дифференциальное сечение на соседних "опорных" сферических ядрах, варьируя свободно, наряду с другими параметрами, величину ε. Затем, при переходе к несферическому ядру, параметр ε фиксируют, полагая его равным некоторому среднему значению по отношению к тем, которые получены при обработке сечения на сферических ядрах.

Такая процедура в некоторых случаях даже предпочтительнее по сравнению с прямым учётом q -зависимости потому, что при этом качество описания минимумов для сферических ядер получается лучше, благодаря индивидуальному подходу к каждому ядру. Естественно, больших расхождений при обеих процедурах не должно быть. Последнее и имеет место, как это видно из таблицы 10. В одной части этой таблицы приведены результаты обработки сечения для ядер ^{9}Be и ^{11}B с использованием $f_{NN}(q)$ в виде (11), в другой части q -зависимость $\frac{Re f_{NN}}{Im f_{NN}}(q)$ учитывалась эффективно за счёт увеличения абсолютного значения ε *).

Теперь перейдём к анализу каждого ядра отдельно.

---

*) Значение ε взято из работы /2/.

Таблица I0

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ^{9}Be и ^{11}B при двух способах учёта q -зависимости

а) q -зависимость отношения $\frac{Re\, f_{NN}}{Im\, f_{NN}}(q)$ учитывается явно (формула (II))

	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_0(r\vert a_2)$			Нормир. конст.	χ^2/N_{mon}	Параметры $f_{NN}(q)$	
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	a_2	δ	$Q_{1\,max}$	I		ε	c
^{9}Be	2.054(I5)	.570(4)	.0I563	2.643	I.855	.309(7)	I.064	I.0I2(28)	25/24	-0.27	-0.26
^{11}B	2.0I8(8)	.5I2(2)	.0I777	2.459	I.690	.I92(4)	.549	.939(8)	59/45	-0.27	-0.26

б) q -зависимость учитывается эффективно за счёт увеличения $\vert\varepsilon\vert$ (формула (9))

	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_0(r\vert a_2)$			Нормир. конст.	χ^2/N_{mon}	
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	a_2	δ	$Q_{1\,max}$	I		ε
^{9}Be	2.02I(I6)	.589(4)	.0I569	2.683	I.855	.3I2(7)	I.073	.967(29)	I9/24	-0.37
^{11}B	I.973(9)	.529(3)	.0I8I6	2.487	I.690	.I99(4)	.570	.892(9)	38/45	-0.37

^{6}Li

При анализе данных по рассеянию протонов на ядре ^{6}Li (E_p = = I,044 ГэВ), полученных в Сакле (франция) /8/, мы ограничились углами рассеяния $\theta_{цм} < 30^0$. Это связано с тем, что несферичность ядра, как уже отмечалось, сказывается, в основном, в области минимума дифференциального сечения, и указанный диапазон в достаточной мере его охватывает. Кроме того, это позволяет уменьшить возможные систематические ошибки, вызванные спецификой нормировки в данной работе.

В случае ядра ^{6}Li, ввиду чрезвычайно малой деформации ядерной плотности ($Q_{зар.} \approx 0,I$ ф^2), невозможно проведение анализа электрического формфактора, который бы установил с достаточной точностью значения параметров несферического компонента $\tilde{\rho}_{зар}(\vec{r})$. Поэтому при анализе протонного рассеяния нет возможности уменьшить число параметров, описывающих ядерную плотность материи, полагая, как говорилось выше, часть из них равными зарядовым значениям. Например, в случае использования параметризации (6.I), мы не можем положить α_2(матер.) = α_2 (зар.) и затем, варьируя величину δ, определить $Q_{мат.}$. Однако, в рамках данной модели (параметризации), мы можем, выбрав достаточно большой интервал для параметра α_2, перекрывающий разумные его значения, всё-таки оценить порядок, или указать верхнюю границу квадрупольного момента распределения материи.

Значения парамотра α_2(зар.) для несферических ядер р-оболочки ^{9}Be, ^{II}B, ^{I4}N были уже получены выше. Эти значения лежат в промежутке I,6 ф < α_2(зар.) < I,9 ф. В таблице II (рис.I2) представлены результаты обработки дифференциального сечения упругого(p^6Li)-рассеяния, причём значения параметра α_2 взяты из указанного промежутка. Здесь эффект q -зависимости учитывался прямо, то есть с использованием $f_{NN}(q)$ в виде (II).

Как видно из таблицы II, квадрупольный эффект лежит в пределах статистических ошибок. Понятно, что исследование модельной неоднозначности в этом случае не имеет большого смысла. Статистические ошибки позволяют в какой-то мере и оценить верхнюю границу квадрупольного момента материи:

$$Q_{Iмат.} \lesssim 0,15 \text{ ф}^2, \qquad Q_{мат.} \lesssim 0,9 \text{ ф}^2.$$

Таблица 11

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p = I,044 ГэВ) на ядрах ^6Li. Параметры плотности ядерной материи

	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r) = \delta \cdot \rho_p(r \mid a_2)$			Параметры $f_{NN}(q)$	
	R	a	ρ_0	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	a_2	δ	$Q_{1\,mam}$	ε	C
^6Li	I.342(5)	.6I6(2)	.03I47	2.498	I.6	.00I(50)	.003	-0.25	-0.26
^6Li	I.34I(7)	.6I6(2)	.03I52	2.497	I.9	.002(50)	.006	-0.25	-0.26

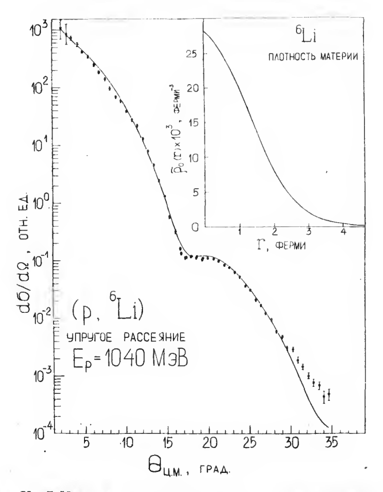


Рис.I2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (E_p= I,040 ГэВ) на ядрах ^6Li.
Плотность ядерной материи, полученная при обработке сечения по теории Глаубера. Несферический компонент не приводится, поскольку в пределах ошибок равен нулю.

^{9}Be, ^{11}B

Анализ протонного рассеяния на этих ядрах проводился, в основном, с использованием упрощённой нуклон-нуклонной амплитуды в виде (9). q -зависимость $\frac{Re\, f_{NN}}{Im\, f_{NN}}(q)$ учитывалась эффективно за счёт увеличения $|\varepsilon|$. Таблица 10 показывает, что метод учёта q -зависимости принципиального значения не имеет. В таблицах 12÷14 и на рисунках 13÷17 представлены результаты обработки протонного рассеяния на ядрах ^{9}Be и ^{11}B с использованием различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. При проведении анализа параметры несферического компонента $\tilde{\rho}_2(r)$ (материи), за исключением величины δ , полагались равными зарядовому значению (таблицы 1,2,4) и фиксировались. Как видно из таблиц 12÷14, наблюдается неплохое согласие между вариантами обработки. Например, значения квадрупольного момента лежат в пределах

$$^{9}Be \qquad 1,07 < Q_{1\,мат.}(\Phi^2) < 1,24 \qquad 9,6 < Q_{мат.}(\Phi^2) < 11,2\ ,$$

$$^{11}B \qquad 0,57 < Q_{1\,мат.}(\Phi^2) < 0,70 \qquad 6,3 < Q_{мат.}(\Phi^2) < 7,7\ .$$

Неопределённость значения квадрупольного момента, полученного здесь, значительно меньше неопределённости $Q_{мат.}$, полученного в работе /2/, в которой анализ данных проводился без привлечения информации об электронном рассеянии и о спектроскопических измерениях, хотя и использовались те же самые параметризации плотности.

Величина квадрупольного момента материи, найденная выше, зависит, согласно принятой здесь схеме, от значений параметров несферического компонента зарядовой плотности. В свою очередь, параметры зарядовой плотности зависят от величины зарядового квадрупольного момента. Поэтому представляет интерес выяснить, насколько могут измениться параметры $\tilde{\rho}_{мат}(\vec{r})$, если изменить $Q_{зар.}$ на величину ~10% (неопределённость в измерениях $Q_{зар.}$). Ответ содержится в таблице 15. Из этой таблицы видно, что при изменении $Q_{зар.}$ на 10% параметры сферического компонента плотности практически не меняются, значения же квадрупольного момента материи меняются на ~7%. При этом, в согласии с выводами работы /3/, отношение $Q_{мат}/Q_{зар}$ меняется ещё меньше (3÷4)%.

Таблица I2

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p=I ГэВ) на ядрах ^{9}Be при использовании различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. Параметр a_2 (или R_2) полагается равным зарядовому значению (таблица I). Параметры R, a и δ – свободные

Вид параметризации	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$		
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2(R_2)$	δ	$Q_{1\,mom}$
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r\mid a_2)$	2.02I(I6)	.589(4)	.0I569	2.683	I.855	.3I2(7)	I.073
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a)$	I.95I(I6)	.596(4)	.0I67I	2.670	I.85I	.00869(I8)	I.I29
3. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a)$	I.880(I8)	.6I6(4)	.0I738	2.700	.980	.00872(I9)	I.269

Таблица I3

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p=I ГэВ) на ядрах ^{9}Be. Случай использования трёх параметров для описания несферического компонента. Из них: R_2 и a_2 полагаются равными зарядовым значениям (табл.2), δ – свободный параметр

Вид параметризации	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	R_2	a_2	δ	$Q_{1\,mag}$
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a_2)$	I.979(I6)	.592(4)	.0I633	2.672	I.923	.59I	.00840(I9)	I.I79
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\mid R_2,a_2)$	I.969(I7)	.593( )	.0I646	2.672	I.543	.558	.00488(II)	I.237

Таблица I4

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p=I ГэВ) на ядрах ^{11}B при использовании различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. Параметр a_2 (или R_2) полагается равным зарядовому значению (таблица 4). Параметры R , a и δ – свободные

Вид параметризации	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$			Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2(R_2)$	δ	$Q_{2\,max}$
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r\vert a_2)$	I.973(9)	.529(3)	.0I8I6	2.487	I.690	.I99(4)	.570
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\vert R_2,a)$	I.986(8)	.532(2)	.0I784	2.500	I.9I4	.00579(I2)	.685
3. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_2'}{\partial r}(r\vert R_2,a)$	I.943(8)	.53I(2)	.0I872	2.478	I.206	.00540(II)	.70I

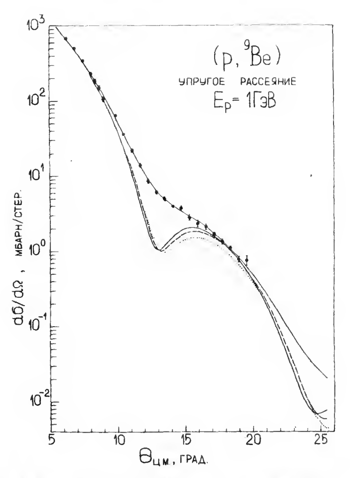


Рис.I3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (E_p=I ГэВ) на ндрах ^{9}Be.
Кривые – результаты расчётов по теории Глаубера. Верхняя кривая – полное дифференциальное сечение с учётом деформации ядра. Нижние кривые рассчитаны в предположении $\tilde{\rho}_2(r) \equiv 0$. Сплошная, штрихованная и точечная соответствуют I-му, 2-му и 3-му вариантам таблицы I2.

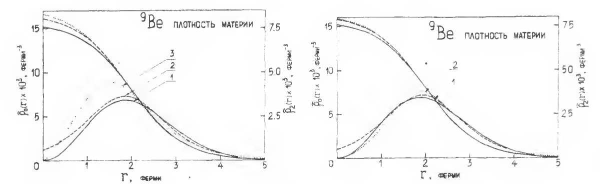


Рис.I4. Плотность распределения материи в ядре ^{9}Be, найденная из упругого рассеяния протонов.
Три варианта соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (таблица I2; I,2,3).

Рис.I5. Плотность распределения материи в ядре ^{9}Be, найденная из упругого рассеяния протонов.
Штрихованная и пунктирная кривые соответствуют I-му и 2-му вариантам в таблице I3. Сплошная кривая – та же, что и на рис.I4 (приведена для сравнения).

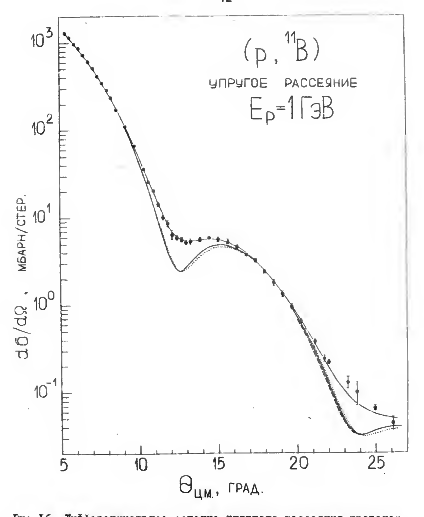


Рис.16. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (E_p= 1 ГэВ) на ядрах ^{11}B.
Кривые - результаты расчётов по теории Глаубера. Верхняя кривая - полное дифференциальное сечение с учётом деформации ядра. Нижние кривые рассчитаны в предположении $\beta_2(r) = 0$. Сплошная, штрихованная и точечная кривые соответствуют 1-му, 2-му и 3-му вариантам таблицы 14.

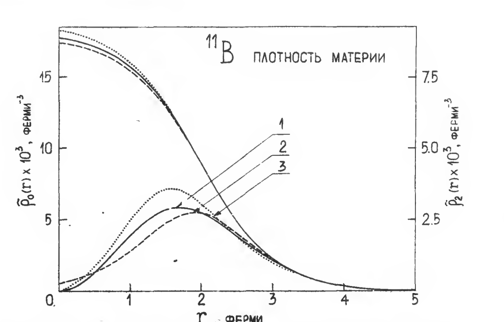


Рис.I7. Плотность распределения материи в ядре ^{11}B, найденная из упругого рассеяния протонов.
Три варианта соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (таблица I4; I,2,3).

Таблица I5

Влияние неопределённости в измерениях $Q_{зар.}$ на параметры плотности ядерной материи, извлекаемые из анализа упругого pA-рассеяния. Значения параметра a_2, **соответствующие двум значениям** $Q_{зар.}$, взяты для ^9Be из таблиц I и 3, для ^{11}B **из таблицы 6**

	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_3(r) = \delta \cdot \rho_p(r\|a_2)$			$Q_{1\,зар}$	$\frac{Q_{1\,зар}}{Q_{1\,мат}}$
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	a_2	δ	$Q_{1\,мат}$		
^9Be	2.02I(I6)	.589(4)	.0I569	2.683	I.855	.3I2(7)	I.073	I.384	I.290
	I.996(I6)	.59I(4)	.0I606	2.677	I.827	.300(7)	I.002	I.246	I.240
^{11}B	I.973(9)	.529(3)	.0I8I6	2.487	I.690	.I99(4)	.570	.755	I.320
	I.985(9)	.527(3)	.0I798	2.487	I.722	.206(4)	.6I2	.830	I.360

^{14}N

Эффект квадрупольного заполнения минимума на этом ядре выражен слабо. Поэтому здесь особенно важно отделение этого эффекта от других, приводящих к заполнению минимума. Эффекты заполнения минимумов, не связанные с квадрупольной деформацией ядра, можно имитировать соответствующим подбором величины ε. В случае азота у нас имеется благоприятная ситуация, поскольку нам известно дифференциальное сечение на соседних "опорных" сферических ядрах ^{12}C и ^{16}O.

В работе /2/ показано, что при значении $\varepsilon = -0{,}35 \pm 0{,}01$ удаётся хорошо описать область первого дифракционного минимума на углероде ^{12}C. Обработка протонного рассеяния на кислороде ^{16}O по той же схеме даёт результаты, приведённые в таблице 16 (рис.18). Два варианта в таблице 16 отличаются количеством включённых в обработку экспериментальных точек. В первом варианте включены в обработку все экспериментальные точки, охватывающие два дифракционных минимума и максимума, во втором варианте область второго минимума и далее не принимается во внимание. Мы видим, что если параметры плотности в обоих случаях одни и те же (в пределах статистических ошибок), то значения ε заметно отличаются. Таким образом, возникает вопрос о выборе значения ε.

Здесь следует заметить, что, вообще говоря, надёжность приприменения простой теории Глаубера уменьшается с увеличением рассматриваемого диапазона переданных импульсов. В работе /2/, например, указывалось на то, что сечение на углероде ^{12}C и ^{13}C не удаётся описать достаточно хорошо для углов рассеяния $\theta_{\text{цм}} \gtrsim 20^0$ (область второго минимума и далее). То же самое мы наблюдаем и в случае ^{16}O (рис.18). Возможно, что наблюдаемое расхождение теории и эксперимента на больших углах связано и с некоторыми упрощениями, принятыми в расчётах. С другой стороны, для наблюдения квадрупольного эффекта достаточно измерить сечение в области первого минимума и последующего максимума. В этой области описание сечения согласно критерию χ^2, вполне удовлетворительное. Ввиду этого, при выборе "опорного" значения ε мы остановились на

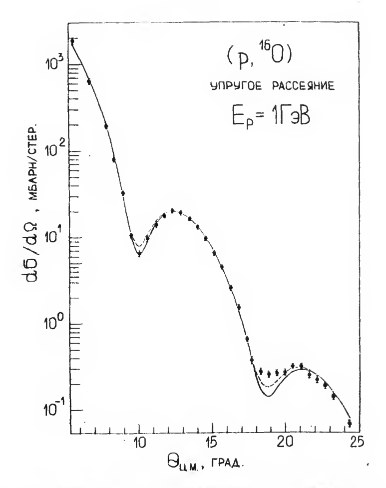


Рис.18. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (E_p= 1 ГэВ) на ядрах ^{16}O.
Кривые - результаты обработки по теории Глаубера.
Штрихованная - учитываются все данные ($\Theta_{макс}$=24.5°),
сплошная - учитываются только данные при $\Theta_{цм}$< 18°.

втором варианте таблицы I6. Таким образом значение параметра ε для ядра ^{14}N, являющегося промежуточным между ^{12}C и ^{16}O лежит в пределах:

$$-0{,}29 < \varepsilon < -0{,}35.$$

В данной работе мы полагаем ε (^{14}N) = -0,33. Поскольку и на углероде и на кислороде не удаётся получить хорошего описания второго минимума и далее, то и при анализе протонного рассеяния на азоте ^{14}N мы ограничились угловым диапазоном $\theta_{цм} \leq 19{,}5^{0}$.

В табл.I7 (рис.I9,20) приведены результаты обработки упругого рассеяния протонов на ядрах ^{14}N с использованием различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. Так же,как и в случае ядер ^{9}Be и ^{11}B, параметр a_2 (R_2) полагался равным зарядовому значению (таблица 7) и не варьировался. В этой же таблице приведён вариант обработки сечения со значением параметра a_2 таким, что соответствующий ему зарядовый квадрупольный момент на I0% больше, чем в остальных вариантах. Как видно из таблицы, сферическая часть плотности определяется однозначно. Квадрупольный момент (материи) лежит в пределах

$$.206 < Q_{Iмат.}(\Phi^2) < .244 \quad , \quad 2.8 < Q_{мат.}(\Phi^2) < 3.4 .$$

I0%-ая ошибка в измерении $Q_{зар.}$ приводит к 6%-ой ошибке в абсолютном значении $Q_{мат.}$ и к 4%-ой ошибке в отношении $Q_{мат.}/Q_{зар.}$.

Таблица I6

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p= I ГэВ) на ^{16}O. Два варианта отличаются угловым диапазоном, включённым в обработку. Параметризация плотности соответствует формуле (4) (ферми-плотность)

R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	ε	$\chi^2/N_{\text{точ}}$	θ_{max}
2.5II(8)	.540(4)	.0I035	2.79I	-0.35(I)	86/32	24.5^0
2.492(I8)	.542(8)	.0I052	2.785	-0.29(2)	II/2I	18^0

Таблица I7

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния протонов (E_p=IГэВ) на ядрах ^{14}N при использовании различных параметризаций $\tilde{\rho}_2(r)$. Параметр a_2 (или R_2) полагается равным зарядовому значению (таблица 7). Параметры R, a и δ – свободные

Вид параметризации	Параметры $\tilde{\rho}_0(r)$				Параметры $\tilde{\rho}_2(r)$			$Q_{1зар}$	$\frac{Q_{1зар}}{Q_{1ном}}$
	R	a	ρ_0	$\langle r^2\rangle^{1/2}$	$a_2(R_2)$	δ	$Q_{1ном}$		
I. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r\|a_2)$	2.263(I4)	.494(4)	.0I40I	2.537	I.6I0	.080(6)	.206	.2I4	I.039
2. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,a)$	2.257(I4)	.496(4)	.0I407	2.538	I.638	.00308(24)	.223	.2I4	
3. $\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot r\cdot\frac{\partial\tilde{\rho}_0'}{\partial r}(r\|R_2,a)$	2.255(I4)	.497(4)	.0I407	2.540	.937	.00369(28)	.244	.2I4	
$\tilde{\rho}_2(r)=\delta\cdot\rho_p(r\|a_2)$	2.266(I4)	.493(4)	.0I397	2.537	I.648	.080(6)	.2I8	.235	I.078

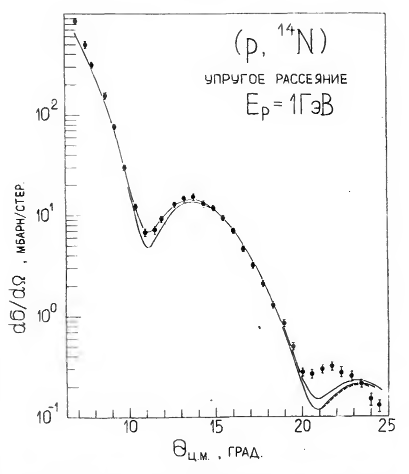


Рис. I9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (E_p= I ГэВ) на ядрах ^{14}N .
Кривые аналогичны кривым на рис.I6 и соответствуют таблице I7.

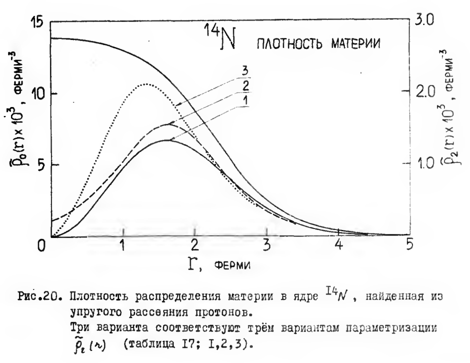


Рис.20. Плотность распределения материи в ядре ^{14}N, найденная из упругого рассеяния протонов.
Три варианта соответствуют трём вариантам параметризации $\tilde{\rho}_t(r)$ (таблица I7; I,2,3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показана возможность уменьшения неоднозначности определения плотности несферических ядер p- оболочки из данных по упругому рассеянию протонов с энергией I ГэВ. Уменьшение неоднозначности достигается благодаря комплексному подходу к задаче, включающему в себя совместный анализ данных по упругому рассеянию протонов, электронов и спектроскопических измерений зарядового квадрупольного момента. При этом получается более обоснованная и однозначная информация о распределении в ядрах не только материи, но и заряда.

Найденные из электронного рассеяния параметры зарядовой плотности, опирающиеся на спектроскопические измерения $Q_{зар.}$, приведены в таблицах I,2,4,7 (см. также рисунки 3,4,6,9). Показано, что ошибки измерения $Q_{зар.}$ на уровне ~ I0% практически не сказываются на извлекаемых параметрах $\tilde{\rho}_{зар}(\vec{r})$.

Используя данные по упругому рассеянию протонов и результаты анализа электронного рассеяния в данной работе, мы получили параметры плотности ядерной материи. Исследованы различные варианты параметризации несферического компонента, являющегося главным источником неопределённостей анализа. Параметры $\tilde{\rho}_{мат}(\vec{r})$ приведены в таблицах II÷I4, I7 (рисунки I2,I4,I5,I7,20). Показано, что независимо от параметризации $\tilde{\rho}_2(\vec{r})$ сферическая часть плотности определяется однозначно (воспроизводимость параметров ~ 0,0I ф). В то же время квадрупольный момент материи, характеризующий несферическую часть плотности, меняется в пределах ~ I0%. Такая точность позволяет провести сравнение плотности распределения заряда и материи.

Традиционно, наиболее обобщёнными характеристиками ядерной плотности принято считать: для сферической части - среднеквадратичный радиус $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ и для несферической - квадрупольный момент Q. Эти величины для несферических ядер p-оболочки приведены в таблице I8. Здесь же приведён параметр деформации ядра $\delta = \frac{Q_1}{\langle r^2 \rangle}$, который связан с отношением полуосей следующим образом:

$$\frac{\langle z^2\rangle}{\langle x^2\rangle} = \frac{1 + Q_1/\langle r^2\rangle}{1 - Q_1/2\langle r^2\rangle} \simeq 1 + \frac{3}{2}\frac{Q_1}{\langle r^2\rangle} .$$

Как видно из таблицы I8, среднеквадратичные радиусы распределения заряда и материи совпадают с точностью $\sim 0,05$ ф. Отношение $Q_{мат.}/Q_{зар.}$ примерно совпадает с величиной A/Z , что указывает на близость несферических частей одночастичной плотности материи и заряда. В случае ядер ^9Be и ^{11}B это отношение несколько меньше, что, возможно, объясняется некоторой независимостью протонных и нейтронных оболочек. Однако независимость оболочек проявляется слабо. Например, в случае ядра ^{11}B, у которого согласно простейшей оболочечной модели нейтронная оболочка заполнена (как и у ^{12}C), нейтроны не должны давать вклада в квадрупольный момент материи, и в рамках этой модели должно выполняться соотношение $Q_{мат.}/Q_{зар.} = 1$. Экспериментально полученное значение $Q_{мат.}/Q_{зар.} = 1,8(2)$ показывает, что реально мы имеем дело с некоторым промежуточным случаем между жёсткими независимыми оболочками и равномерным перемешиванием протонов и нейтронов в ядре.

Таблица I8

Сравнение характеристик зарядовой плотности и плотности материи несферических ядер р-оболочки. Ошибки, приведённые в скобках для $Q_{зар.}$, соответствуют разбросу спектроскопических измерений этой величины в работах разных авторов /5/. Остальные ошибки характеризуют влияние неоднозначности параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ и ошибок в измерении $Q_{зар.}$ (последнее существенно только для ^{14}N)

	$\langle r^2\rangle^{1/2}_{зар}$, ф	$\langle r^2\rangle^{1/2}_{мат}$, ф	$Q_{зар}$, ф^2	$Q_{мат}$, ф^2	$Q_{мат}/Q_{зар}$	A/Z	$\frac{Q_{2\,зар}}{\langle r^2\rangle_{зар}}$	$\frac{Q_{2\,мат}}{\langle r^2\rangle_{мат}}$
^{6}Li	2.55(5)*)	2.50(I)	.I0(2)	$\lesssim$ 0.9		2.00	.003	$\lesssim$ .023
^{9}Be	2.72(3)	2.68(I)	5.5(4)	I0.4(8)	I.89(I6)	2.25	.I85(I3)	.I6I(II)
^{11}B	2.46(3)	2.49(I)	3.8(3)	7.0(7)	I.84(I9)	2.20	.I26(I0)	.I03(I0)
^{14}N	2.60(I)	2.54(I)	I.5(4)	3.I(5)	2.07(30)	2.00	.03I(9)	.035(5)

*) Взято из работы /28/.

ЛИТЕРАТУРА

I. G.D.Alkhazov et al., Europhysics conference abstracts, Cracow (Poland), v.1E, p.33, June 1976.
2. Г.Д.Алхазов и др., Препринт ЛИЯФ № 434, Ленинград, 1978.
3. Г.Д.Алхазов и др., Письма в ЖЭТФ, 29, вып.I, 88 (1979).
4. V.V.Karapetyan et al., Nucl.Phys., A203, N°3, 561 (1973). В.В.Балашов, Материалы УШ зимней школы ЛИЯФ, ч.П, стр.255, 1973.
5. М.П.Авотина, А.В.Золотавин, Моменты основных и возбуждённых состояний ядер, ЛИЯФ, 1976.
6. Г.Д.Алхазов и др., Препринт ЛИЯФ - 449, Ленинград, 1978.
7. Г.Д.Алхазов и др., Препринт ЛИЯФ - 531, Ленинград, 1979.
8. 5th Int. Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, edited by Gunnar Tibell, p.168 (Uppsala, Sweden), 1973. G.Bruge, Rapport interne DPh-N/ME/78-1, CEN Saclay, France, 1978.
9. Ulrich Meyer-Berkhout et al., Ann.of Phys., 8, 119 (1959).
10. L.R.Suelzle et al., Phys.Rev., 162, 992 (1967).
11. G.C.Li et al., Nucl.Phys., A162, 583 (1971).
12. F.A.Bumiller et al., Phys.Rev., C5, 391 (1972).
13. P.H.Wackman, N.Austem, Nucl.Phys., 30, 529 (1962).
14. И.Линдгрен, Таблица ядерных спинов и моментов в кн. "Возмущённые угловые корреляции" (ред.Э.Карлссон,Э.Маттиас,К.Зигман), стр.340, Атомиздат, М., 1966.
15. L.Wharton et al., Phys.Rev., B270, 133 (1964).
16. M.Bernheim et al., Nucl.Phys., A97, 488 (1967).
17. M.Bernheim et al., Phys.Lett., 30B, N°6, 412 (1969).
18. O.Sinanogln, D.R.Beck, Chem.Phys.Lett., 20, 221 (1973).
19. A.G.Blachman, A.Lurio, Phys.Rev., 153, 164 (1967).
20. D.A.Shirley, Prog.Int.Conf.Hyperfine Interactions Detected by Nucl.Radiattion, Asilomar, Pacific Grove, Calif., CONF-670812, 1967.
E.Matthias, D.A.Shirley, Eds., North-Holland Publ.Co., Table of Hyperfine Fields, p.979, 1968.

2I. T.Stovall et al., Nucl.Phys., 86, 225 (1966).
22. G.Wessel, Phys.Rev., 92, 1581 (1953).
23. В.С.Корольков, А.Г.Маханек, Оптика и спектроскопия, I2, I63 (I962).
24. H.F.Schaefer et al., Phys.Rev., 176, 49 (1968).
25. R.K.Nesbet, Phys.Rev.Lett., 24, 1155 (1970).
26. P.E.Cade et al., J.Chem.Phys., 44, 1973 (1966).
27. G.Alkhazov et al., Physics Reports, v.42C, 89 (1978).
28. C.W.de Jager et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14, 479 (1974).

Работа поступила в издательский отдел I4/IУ-I980г.

РТП ЛИЯФ, зак.408, тир.I60, уч.-изд.л.2,4, I4/У-I980г., М-I0829

Редактор Г.Е.Солякин

Бесплатно

Бесплатно